

Гальваномагнитные и термоэлектрические свойства твердых растворов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ в низкотемпературной области ($< 220\text{ K}$)

© Л.Н. Лукьянова, В.А. Кутасов, В.В. Попов, П.П. Константинов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: lidia.lukyanova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 18 ноября 2003 г.)

Приведены результаты исследования гальваномагнитных и термоэлектрических свойств твердых растворов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ ($x \leq 1.2$, $y \leq 0.09$) при различных концентрациях носителей заряда. В рамках многодолинной модели энергетического спектра рассчитан параметр вырождения β_d , определяющий процессы рассеяния в твердых растворах. На основании данных о параметре вырождения и коэффициенте термоэдс α найдены величины эффективного параметра рассеяния r_{ef} и приведенного уровня Ферми η . Установлено, что r_{ef} зависит от концентрации носителей заряда в исследуемых материалах. С учетом r_{ef} определены температурные зависимости эффективной массы плотности состояний m/m_0 и подвижности μ_0 в образцах с различными концентрациями носителей.

Работа частично поддержана проектом Российского фонда фундаментальных исследований № 03-02-17605а.

Твердые растворы на основе халькогенидов висмута и сурьмы являются высокоэффективными термоэлектрическими материалами для низкотемпературной области ($T < 220\text{ K}$) [1–3]. Эти материалы обладают сложной зонной структурой, которая описывается в рамках многодолинной модели энергетического спектра, при этом для интерпретации результатов исследований гальваномагнитных эффектов привлекается двухзонная модель [4–9]. Однако при анализе параметров, определяющих термоэлектрическую эффективность, как правило, ограничиваются рассмотрением простой параболической модели для зоны проводимости и валентной зоны, считая эффективную массу плотности состояний (m/m_0) изотропной. В этой модели обычно учитывается акустический механизм рассеяния носителей заряда (параметр рассеяния $r = -0.5$), который является основным в исследуемых материалах. Время релаксации рассматривается в виде степенной функции $\tau = aE^r$, где $a = \text{const}$. Вырождение носителей заряда учитывается с помощью параметра $\beta_d(\eta)_{r=-0.5}$ (η — приведенный уровень Ферми).

Учет вырождения в виде $\beta_d(\eta)_{r=-0.5}$ приводит к различию в параметрах эллипсоидальных поверхностей постоянной энергии и их ориентации по отношению к кристаллографическим осям для n - и $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ по данным, полученным при исследовании гальваномагнитных эффектов, измеренных в слабых магнитных полях, и осцилляционных эффектов в сильных магнитных полях [10–13]. Эти различия были устранены в работе [14] для $n\text{-Bi}_2\text{Te}_3$, где при расчете $\beta_d(\eta)$ величина параметра рассеяния r при определении формы и ориентации эллипсоидов постоянной энергии заранее не выбиралась. Результаты, аналогичные [14], были получены нами для $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ при анализе работ [12,13]. При этом величина

$\beta_d(\eta)$ для образца $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ [12] изменялась от ~ 0.9 при $r = -0.5$ до 0.7 при расчете в соответствии с [14], т.е. образец был более вырожденным при $r = -0.5$. Таким образом, в материалах на основе Bi_2Te_3 независимо от типа проводимости при анализе термоэлектрических и гальваномагнитных свойств недостаточно учитывать механизм рассеяния с помощью параметра рассеяния $r = -0.5$.

1. Теория

В многодолинной модели энергетического спектра установлена связь между компонентами тензоров сопротивления ρ_{ii} , эффекта Холла ρ_{ijk} , магнетосопротивления ρ_{ijkl} и переменными параметрами, определяющими форму эллипсоидов постоянной энергии u , v , w [10,14]:

$$\frac{\rho_{312}}{\rho_{123}} = \frac{(w + uv)(1 + u)}{4uv}, \quad (1)$$

$$\frac{\rho_{11}\rho_{1133}}{\rho_{123}^2} = \frac{1 + u^2}{4u\beta_d} - 1, \quad (2)$$

$$\frac{\rho_{11}\rho_{1122}}{\rho_{123}^2} = \frac{(3w + uw + uv + 3u^2v)(1 + u)}{16\beta_d u^2} - \frac{2v}{a^2(1 + u)}, \quad (3)$$

$$\rho_{11}\rho_{1111}/\rho_{123}^2 = (w - 5uw + 3uv + u^2v)(1 + u/16\beta_d u^2), \quad (4)$$

где $a = \rho_{312}/\rho_{123}$.

Параметр вырождения имеет вид $\beta_d = \frac{I_n^2}{I_0 I_2}$, где I_n — изотропные множители в выражениях для электропроводности (I_0), холловской проводимости (I_1) и магнетопроводимости (I_2). В случае изотропного времени релаксации, когда $\tau = \tau_0 E^r$ (τ_0 — множитель, не зависящий от

Таблица 1. Термоэлектрические и гальваномагнитные свойства твердых растворов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$

Номер образца	T, K	x, y	$\alpha, \mu\text{V/K}$	$\sigma, \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	ρ_{1133}/ρ_{1122}	ρ_{1133}/ρ_{1111}	ρ_{1122}/ρ_{1111}	ρ_{312}/ρ_{123}
1	77	1.2, 0.09	134	2600	1.34	1.89	1.4	1.89
	290		290	226	1.3	3.0	2.3	2.07
2	77	1.1, 0.06	117	2990	1.32	1.69	1.26	1.77
	290		280	273	1.2	1.98	1.65	1.84
3	77	1.1, 0.09	99	3920	1.2	1.65	1.38	1.45
	290		266	348	1.2	1.97	1.67	1.36
4	77	1.2, 0.06	93	4100	1.42	2.33	1.65	1.39
	290		260	355	1.28	1.72	1.34	1.35

энергии), выражение для β_d принимает вид [15]

$$\beta_d(r, \eta) = \frac{(2r + 3/2)^2 F_{2r+1/2}^2(\eta)}{(r + 3/2)(3r + 3/2)F_{r+1/2}(\eta)F_{3r+1/2}(\eta)}, \quad (5)$$

где $F_r(\eta)$ — интегралы Ферми вида

$$F_s(\eta) = \int_0^{\infty} \frac{x^s}{e^{x-\eta} + 1} dx. \quad (6)$$

Величины u, v, w, β_d получены в результате решения системы уравнений (1)–(4) методом минимизации целевой функции $\chi(u, v, w, \beta_d)$, которая определяет качество оптимизации:

$$\chi(u, v, w, \beta_d) = \sum_{i=1}^4 \left(\frac{y_i^e - y_i(u, v, w, \beta_d)}{y_i^e} \right)^2. \quad (7)$$

Здесь y_i^e — отношения экспериментальных гальваномагнитных коэффициентов, $y_i(u, v, w, \beta_d)$ — расчетные выражения этих отношений согласно (1)–(4).

Далее из уравнения (5) для $\beta_d(r, \eta)$ и выражения для коэффициента термоэдс α

$$\alpha = \frac{k}{e} \left[\frac{(r + 5/2)F_{r+3/2}(\eta)}{(r + 3/2)F_{r+1/2}(\eta)} - \eta \right] \quad (8)$$

были рассчитаны значения параметра рассеяния r , названного эффективным — r_{ef} , и приведенного уровня Ферми η , как и для материалов на основе халькогенидов висмута и сурьмы n -типа [15,16].

Целевая функция $R(r, \eta)$ при расчете r_{ef} и η имеет вид

$$R(r, \eta) = \frac{(\alpha_c(r, \eta) - \alpha_e(r, \eta))^2 + (\beta_c(r, \eta) - \beta_e(r, \eta))^2}{\alpha_e^2(r, \eta) + \beta_e^2(r, \eta)}, \quad (9)$$

где $\alpha_e(r, \eta)$ — экспериментальные, а $\alpha_c(r, \eta)$ — расчетные значения коэффициента термоэдс из (8) $\beta_e(r, \eta)$ — значения параметра вырождения, полученные при решении системы уравнений (1)–(4), $\beta_c(r, \eta)$ — расчетные значения в соответствии с (5).

2. Эксперимент

В настоящей работе проведены исследования гальваномагнитных и термоэлектрических свойств твердых растворов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ ($x \leq 1.2, y \leq 0.09$) при различных концентрациях носителей заряда. Образцы твердых растворов, полученные методом направленной кристаллизации, состоят из монокристаллических блоков, вытянутых вдоль оси роста. Гальваномагнитные свойства были измерены в слабых магнитных полях (до 28 кОе) на монокристаллических образцах, вырезанных из таких зерен. Измерения температурных зависимостей термоэдс и электропроводности выполнялись на „направленных“ блочных кристаллах, близких по своим свойствам к монокристаллам.

Изменение концентрации носителей заряда в образцах достигалось при добавлении избыточного Те (по сравнению со стехиометрическим составом твердого раствора). Добавление избыточного Те в твердый раствор приводит к уменьшению антиструктурных дефектов (уменьшению количества атомов Sb в узлах подрешетки Те) и способствует снижению концентрации собственных заряженных точечных дефектов акцепторного типа [17].

В табл. 1 приведены результаты исследований термоэлектрических и гальваномагнитных эффектов для твердых растворов $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ ($x \leq 1.2, y \leq 0.09$). Анизотропия компонентов тензора магнетосопротивления согласуется с данными, полученными для материалов n -типа. Анизотропия коэффициентов Холла снижается с уменьшением термоэдс, т. е. с ростом концентрации носителей.

Из данных по гальваномагнитным эффектам в результате решения системы уравнений (1)–(4) был определен параметр вырождения β_d (табл. 2). Характер изменения β_d в зависимости от величины термоэдс (концентрации носителей) аналогичен наблюдавшемуся при исследовании твердых растворов n -типа [15]. При решении системы уравнений (5), (8) были рассчитаны эффективный параметр рассеяния r_{ef} и приведенный уровень Ферми η . Значения целевых функций $\chi(u, v, w, \beta_d)$ (7) и $R(r, \eta)$ (9) при решении уравнений (1)–(4) и (5), (8) не превышали 10^{-4} , что указывает на высокую точность определения переменных параметров.

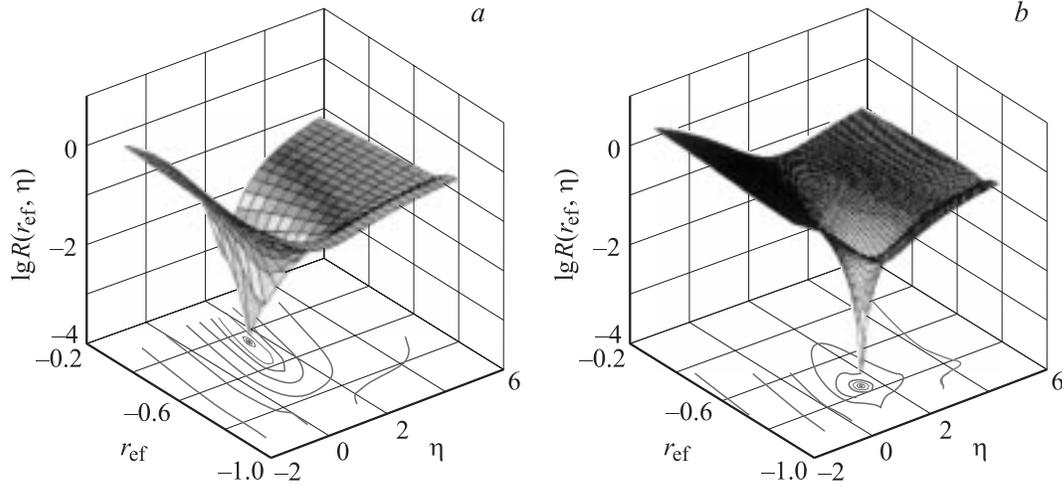


Рис. 1. Целевые функции $R(r, \eta)$ для образцов № 1 (а) и 4 (б) (см. табл. 1) при $T = 77$ К.

Решение системы уравнений (5), (8) может быть представлено в графическом виде. На рис. 1, а, б приведены целевые функции $R(r, \eta)$ для образцов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$. Функция $R(r, \eta)$ имеет единственный минимум, т.е. система уравнений (5), (8) имеет единственное решение.

В твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ происходит изменение величины r_{ef} (табл. 2, рис. 1, а, б) в зависимости от концентрации носителей и температуры, аналогичное изменениям в материалах n -типа проводимости [18]. Величины r_{ef} согласуются также с данными для $p\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15}$ [19]. Полученное изменение r_{ef} в зависимости от величины термоэдс α указывает на изменение механизма рассеяния в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ вследствие влияния дополнительной валентной зоны [4–9]. Представленные в табл. 2 значения приведенного уровня Ферми указывают на слабое вырождение образцов твердых растворов.

Уравнения (5) и (8) позволяют рассчитать зависимости $\alpha(\eta)$ и $\beta_d(\eta)$ для широких интервалов значений r_{ef} и η (рис. 2, а, б). Из этих зависимостей следует, что использование постоянного значения параметра рассея-

ния $r = -0.5$ при анализе температурных и концентрационных зависимостей термоэлектрических свойств в материалах на основе Bi_2Te_3 приводит к погрешностям в определении приведенного уровня Ферми.

Расчет концентрации носителей заряда при измерении компонентов тензора эффекта Холла в слабых магнитных полях обычно проводится по формуле, используемой для анизотропных материалов [10]:

$$p = \frac{A(r_{\text{ef}}, \eta)B(r_{\text{ef}}, \eta)}{\rho_{123}e} = \frac{A(r_{\text{ef}}, \eta)}{\rho_{123}e} \frac{4u}{1+u^2}, \quad (10)$$

$$B(r_{\text{ef}}, \eta) = \left(\left(\frac{\rho_{11}\rho_{1133}}{\rho_{123}^2} + 1 \right) \beta(r_{\text{ef}}, \eta) \right)^{-1}. \quad (11)$$

Здесь $B(r_{\text{ef}}, \eta)$ — параметр анизотропии, $A(r_{\text{ef}}, \eta)$ — Холл-фактор,

$$A(r_{\text{ef}}, \eta) = \frac{3/2(2r + 3/2)F_{1/2}(\eta)F_{2r+1/2}(\eta)}{(r + 3/2)^2 F_{r+1/2}^2(\eta)}. \quad (12)$$

Величины концентрации носителей заряда из табл. 2 хорошо согласуются с данными, полученными при исследовании $n\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ ($x = 0.08$ и 0.12 , $y = 0.24$ и 0.36) [18] при близких значениях термоэдс, и могут быть использованы при анализе термоэлектрических свойств твердых растворов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$. Следует отметить, что концентрация носителей, рассчитанная для комнатной температуры в $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$, возрастает по сравнению с полученной при $T = 77$ К на 20–30%, как и в материалах n -типа (рост концентрации с температурой наблюдался и ранее при расчетах для $r = -0.5$).

Возможно, что изменение концентрации с температурой связано с влиянием дополнительных эдс, вызванных сопутствующими эффектами, возникающими при измерении гальваномагнитных свойств [20]. Кроме того, изменение концентрации носителей могут вызывать электрически активные точечные дефекты, однако

Таблица 2. Параметр вырождения β_d , эффективный параметр рассеяния r_{ef} и приведенный уровень Ферми η твердых растворов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$

Номер образца	T , К	x, y	β_d	r_{ef}	η	$p, 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
1	77	1.2, 0.09	0.89	-0.45	1.5	0.4
	290		0.31	-0.75	-1.6	
2	77	1.1, 0.06	0.83	-0.57	1.5	0.85
	290		0.42	-0.72	-1.4	
3	77	1.1, 0.09	0.46	-0.7	1.8	1.4
	290		0.4	-0.78	-1.1	
4	77	1.2, 0.06	0.44	-0.76	2	1.9
	290		0.36	-0.78	-1.15	

механизм их влияния в рассматриваемом интервале температур остается неясным. Поскольку увеличение концентрации с температурой было незначительным и его учет не приводил к изменению характера зависимостей исследуемых свойств твердых растворов, в дальнейших расчетах использовались значения концентрации, полученные для $T = 77\text{ K}$.

На рис. 3 приведены температурные зависимости коэффициента термоэдс α и электропроводности σ в $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ ($x \leq 1.2, y \leq 0.09$) при различных концентрациях носителей заряда. Ток в процессе измерений был направлен вдоль оси роста кристалла, совпадающей с направлениями, параллельными плоскостям спайности [1010], что соответствует измерению ком-

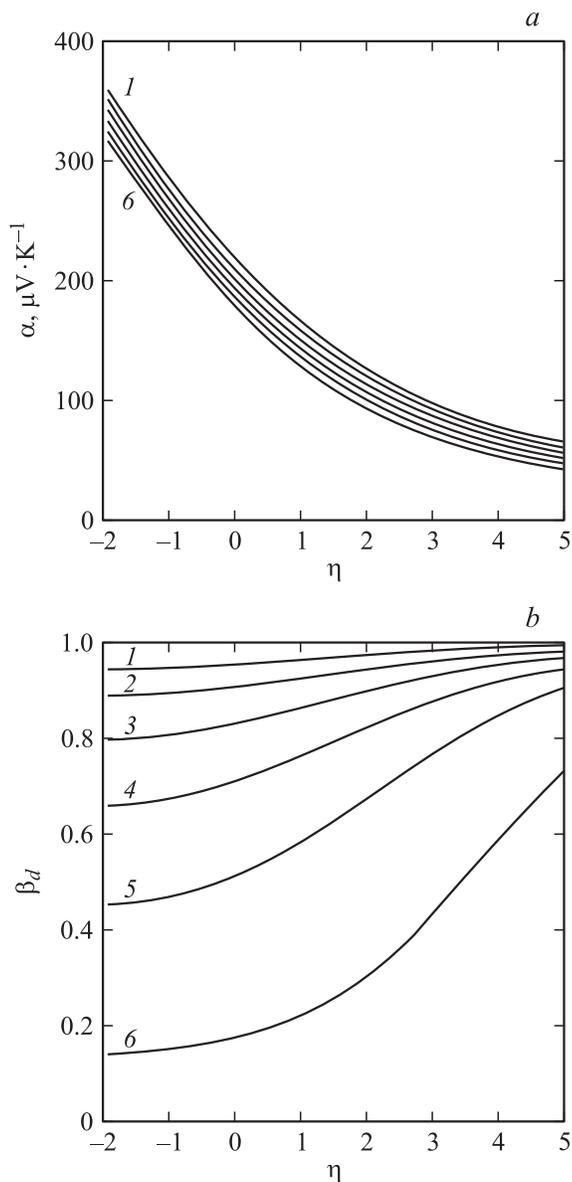


Рис. 2. Зависимости коэффициента термоэдс α (a) и параметра вырождения β_d (b) от приведенного уровня Ферми η для значений $r_{ef} = -0.3$ (1), -0.4 (2), -0.5 (3), -0.6 (4), -0.7 (5), -0.8 (6).

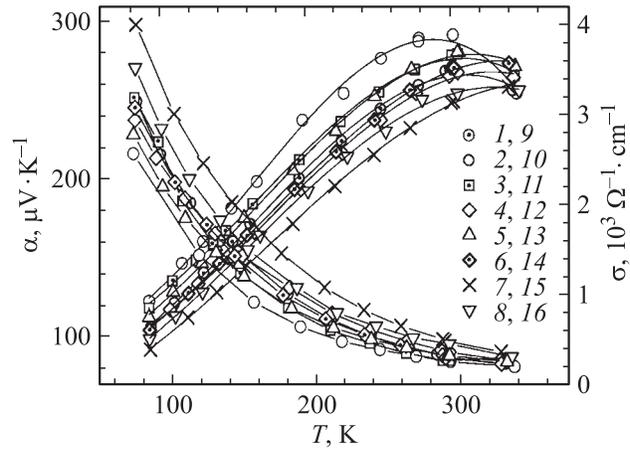


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента термоэдс α (1–8) и электропроводности σ (9–16) в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$. $p, 10^{19}\text{ cm}^{-3}$: ($x = 1.0, y = 0.06$) 1, 9 — 1.5; ($x = 1.2, y = 0.06$) 2, 10 — 0.4; 3, 11 — 0.9; 4, 12 — 1.5; ($x = 1.2, y = 0.09$) 5, 13 — 0.8; 6, 14 — 1.5; 7, 15 — 2; ($x = 1.1, y = 0.09$) 8, 16 — 2.

понентов α_{11} и σ_{11} на монокристаллических образцах. Измерения электропроводности при комнатной температуре на монокристаллических и блочных образцах твердых растворов $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ показали, что в этих материалах величины σ отличаются не более чем на 5%, что сравнимо с точностью измерения.

С ростом концентрации носителей и увеличением количества замещенных атомов ($\text{Sb} \rightarrow \text{Bi}, \text{Se} \rightarrow \text{Te}$) в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ наблюдается незначительное ослабление температурных зависимостей α и σ (рис. 3) вследствие дополнительного рассеяния на искажениях кристаллической решетки, как и в материалах n -типа. Ослабление зависимостей $\alpha = f(T)$ приводит к снижению угловых коэффициентов $s_1 = d \ln \alpha / d \ln T$, определенных для низкотемпературной области. С ростом количества атомов Sb и Se в твердых растворах от 1.0 до 1.2 и от 0.06 до 0.09 соответственно значения s_1 уменьшаются от 0.81 до 0.72.

Усредненная эффективная масса плотности состояний m/m_0 и подвижность носителей заряда с учетом вырождения μ_0 были определены из зависимостей α и σ от температуры (рис. 3) и данных о концентрации носителей заряда (табл. 2). По сравнению с твердыми растворами n -типа [18,20] в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ температурные зависимости эффективной массы m/m_0 в области температур 77–200 K более слабые (рис. 4).

С ростом концентрации носителей заряда для образцов одинакового состава m/m_0 возрастает, как и в твердых растворах n -типа. С увеличением содержания Sb в твердом растворе m/m_0 растет с концентрацией при одинаковом количестве атомов Se в образцах с близкими концентрациями.

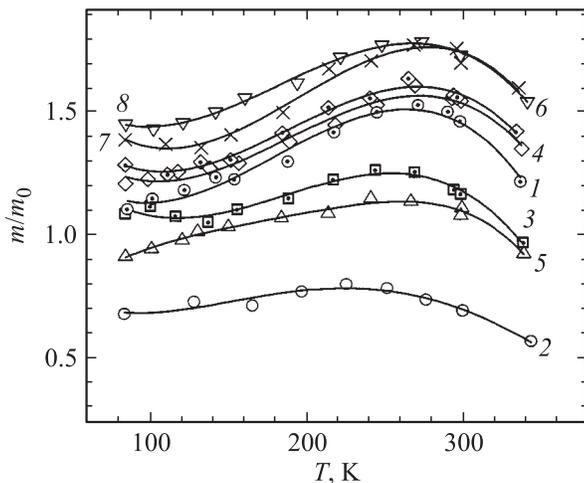


Рис. 4. Температурные зависимости эффективной массы плотности состояний m/m_0 в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$. $p, 10^{19} \text{ cm}^{-3}$: ($x = 1.0, y = 0.06$) 1 — 1.5; ($x = 1.2, y = 0.06$) 2 — 0.4; 3 — 0.9; 4 — 1.5; ($x = 1.2, y = 0.09$) 5 — 0.8; 6 — 1.5; 7 — 2; ($x = 1.1, y = 0.09$) 8 — 2.

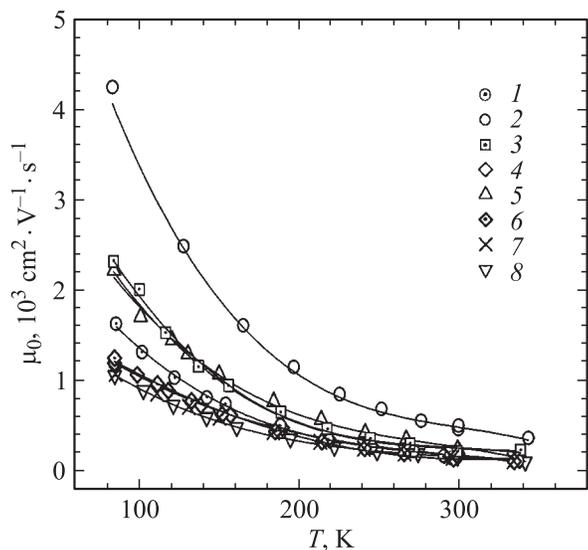


Рис. 5. Температурные зависимости подвижности μ_0 в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 4.

Следует отметить, что в рамках многодолинной модели энергетического спектра эффективная масса равна $m = N^{2/3}(m_1 m_2 m_3)^{1/3}$, где m_1, m_2, m_3 — эффективные массы по осям эллипсоидов в случае изотропного механизма рассеяния носителей заряда.

Поскольку анизотропия кинетических свойств в исследуемых материалах (как n -, так и p -типа) обусловлена анизотропией упругих колебаний кристалла, в ряде работ рассматривается многодолинная модель с учетом анизотропного механизма рассеяния [21–23], в которой рассеяние описывается в виде тензора $\vec{\tau}$, а в энергетической зависимости времени релаксации τ_0 заменяется на τ_{ij} .

Изменения в выражениях, связывающих гальваноманнитные коэффициенты ($\rho_{ii}, \rho_{ijk}, \rho_{ijkl}$) с компонентами тензора обратных эффективных масс (α_{ij}), в модели с анизотропным механизмом рассеяния носителей заряда сводятся к замене α_{ij} на матричные произведения $(\alpha\tau)_{ij}$ [21,22]. При этом связь между тензорами $\vec{\alpha}$ и \vec{m} имеет вид

$$\vec{\tau} = m_0 \vec{T}(\Theta) \vec{m}^{-1} \vec{T}^{-1}(\Theta), \quad (13)$$

где $\vec{T}(\Theta)$ равно

$$\vec{T}(\Theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Таким образом, концентрационные и температурные зависимости эффективной массы m/m_0 обусловлены не только изменениями формы поверхности постоянной энергии, но и анизотропией рассеяния носителей заряда в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$.

С ростом концентрации носителей и увеличением содержания Sb и Se в образцах с близкими концентрациями носителей подвижность в $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ (рис. 5), как и электропроводность, уменьшается при увеличении числа рассеивающих центров. При $p > 0.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ величина подвижности значительно уменьшается вследствие влияния дополнительной зоны.

Эффективная масса m/m_0 и подвижность μ_0 совместно с теплопроводностью кристаллической решетки κ_L определяют холодильный коэффициент β , величина которого возрастает в твердых растворах $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ ($x \leq 1.2, y \leq 0.09$) для области температур $< 200 \text{ K}$ по сравнению с величиной β для известного состава $p\text{-Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ ($x = 0.5$), широко применяемого в области комнатных температур в различных охлаждающих устройствах.

Проведенные исследования подтверждают, что методики определения механизма рассеяния, эффективной массы и подвижности вместе с теплопроводностью кристаллической решетки κ_L позволяют установить изменения холодильного коэффициента β , а также эффективности термоэлектрических материалов Z в зависимости от состава, температуры и концентрации носителей заряда в твердых растворах p -типа на основе халькогенидов висмута и сурьмы.

Список литературы

- [1] E. Müller, H. Süßmann. Proc. of the XVII Int. Conf. on Thermoelectrics. Nagoya, Japan (1998). P. 85.
- [2] A.I. Anukhin, S.Ya. Skipidarov, O.B. Sokolov. Proc. of the XII Int. Conf. on Thermoelectrics. Yokogama, Japan (1993). P. 97.
- [3] M.N. Ettenberg, W.A. Jesser, F.D. Rosi. Proc. of the XV Int. Conf. on Thermoelectrics. Pasadena, CA, USA (1996). P. 52.

- [4] В.В. Сологуб, А.Д. Голецкая, Р.В. Парфеньев. ФТТ **14**, 3, 915 (1972).
- [5] H. Kohler, A. Feudenberger. Phys. Stat. Sol. (b) **84**, 195 (1977).
- [6] V.A. Kulbachinskii, M. Inoue, M. Sasaki, H. Negishi, W.X. Gao, K. Takase, J. Gimán, P. Lostak, J. Horak. Phys. Rev. B **50**, 23, 16921 (1994).
- [7] V.A. Kulbachinskii, Z.M. Dashevskii, M. Inoue, M. Sasaki, H. Negishi, W.X. Gao, P. Lostak, J. Horak. Phys. Rev. B **52**, 15, 10915 (1995).
- [8] G. Simon, W. Eichler. Phys. Stat. Sol. (b) **107**, 210 (1981).
- [9] F. Borghese, E. Donato. Nuovo Cimento B **53**, 283 (1968).
- [10] J.R. Drabble, R.D. Groves, R. Wolfe. Proc. Phys. Soc. **71**, 3, 430 (1958).
- [11] R.B. Malinson, J.A. Rayne, R.W. Ure. Phys. Rev. **175**, 3, 1049 (1968).
- [12] J.R. Drabble. Proc. Phys. Soc. **72**, 3, 380 (1958).
- [13] R.B. Malinson, J.A. Rayne, R.W. Ure. Phys. Lett. **19**, 545 (1965).
- [14] L.P. Caywood, G.R. Miller. Phys. Rev. B **2**, 8, 3209 (1970).
- [15] В.А. Кутасов, Л.Н. Лукьянова. ФТТ **28**, 3, 899 (1986).
- [16] В.А. Кутасов, Л.Н. Лукьянова. ФТТ **26**, 8, 2501 (1984).
- [17] Р.Р. Швангирадзе, Е.П. Сабо. Неорган. материалы **36**, 11, 1316 (2000).
- [18] V.A. Kutasov, L.N. Luk'yanova. Phys. Stat. Sol. (b) **154**, 669 (1989).
- [19] H. Kaibe, M. Sakata, L.J. Ohsugi, I. Nishida. Proc. of the VIII Int. Conf. on Thermoelectrics. Nancy, France (1989). P. 195.
- [20] Е.В. Кучис. Методы исследования эффекта Холла. Сов. радио, М. (1974). 328 с.
- [21] Б.А. Ефимова, И.Я. Коренблит, В.И. Новиков, А.Г. Остроумов. ФТТ **3**, 9, 2746 (1961).
- [22] H.A. Asworth, J.A. Rayne, R.W. Ure. Phys. Rev. B **3**, 8, 2646 (1971).
- [23] В.А. Кутасов, Л.Н. Лукьянова, П.П. Константинов. ФТТ **41**, 2, 187 (1999).